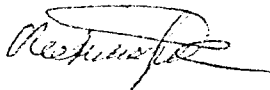


На правах рукописи



Ченмарев Станислав Валерьевич

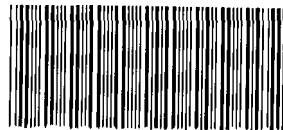
Прецизионные измерения масс нуклидов в ионной ловушке с помощью метода фазового отображения

Специальность 01.04.16 — Физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат

2 МАР 2016

диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук



Санкт-Петербург — 2016

006646404

Работа выполнена в Санкт-Петербургском государственном университете

Научный руководитель: **Новиков Юрий Николаевич**,
доктор физико-математических наук,
профессор, ФГБУ «Петербургский институт
ядерной физики им. Б. П. Константинова»
НИЦ «Курчатовский институт», г. Гатчина.

Официальные оппоненты: **Изосимов Игорь Николаевич**,
доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник,
Лаборатория ядерных реакций Объединенного ин-
ститута ядерных исследований, г. Дубна,
Явшиц Сергей Георгиевич,
доктор физико-математических наук,
главный научный сотрудник,
АО «Радиевый институт им. В. Г. Хлопина»,
г. Санкт-Петербург.

Ведущая организация: Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
РАН, г. Санкт-Петербург.

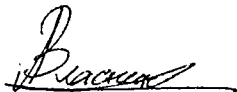
Защита состоится 31 марта 2016 г. в 15 часов на заседании диссертационно-
го совета Д 212.232.16 по защите докторских и кандидатских диссертаций при
Санкт-Петербургском государственном университете по адресу: 199004, Санкт-
Петербург, Средний пр. В. О., д. 41/43, Институт наук о Земле, ауд. 304.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке им. М. Горького
Санкт-Петербургского государственного университета.

Автореферат разослан 2016 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 212.232.16,
кандидат физико-математических наук,
доцент

Власников Александр Константинович



ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Одной из важнейших величин в фундаментальной физике является масса нуклида, соответствующая его полной энергии связи.

В то время как для получения новых частиц и исследований их свойств в рамках Стандартной модели элементарных частиц требуется переходить ко все более высоким энергиям, измерения масс ядер можно проводить также при очень низких энергиях, однако с высочайшей точностью. Для работы с ионами, охлажденными до сверхнизких энергий, в наибольшей степени подходят ионные ловушки Пеннинга.

Ионные ловушки зарекомендовали себя как универсальный прибор для фундаментальных исследований [1]. Они были успешно использованы для измерений масс электронов, протонов и антипротонов и дополнили информацию о выполнимости СРТ-принципа. Установленные на пучках ускорителей и реакторов ловушки активно используются для масс-спектрометрических измерений экзотических ядер, внося свою лепту в решение ряда вопросов ядерной астрофизики.

И по сей день круг вопросов, которые охватывает приложение этих приборов, расширяется. Так, измерения изотопического сдвига g -фактора связанного электрона позволили провести экспериментальную проверку методов квантовой электродинамики в сильных полях вне границ приближения Фарри [2]. Для определения этого изотоп-фактора потребовалось точное знание масс нуклидов. Данные измерения были проведены в настоящей работе с помощью ионной ловушки. С высокой точностью была измерена масса нуклида ^{48}Ca , проведены измерения разности масс ^{187}Re и ^{187}Os для космохронологии и нейтринной физики [3].

Другой актуальной задачей фундаментальной физики является определение массы нейтрино. Если в результате проведения экспериментов в Троицке и Майнце (Германия) масса электронного антинейтрино в экспериментах с тритием получается не более 2,5 эВ, то о массе нейтрино пока еще известно только, что она не превосходит 225 эВ.

Наиболее перспективным способом определения массы нейтрино является анализ спектра электронного захвата в ^{163}Ho . Для точного определения массы нейтрино требуется знание разности масс нуклидов ^{163}Ho и ^{163}Dy , которое может быть получено при помощи ионных ловушек. Так как литературные данные о разности масс этих нуклидов, полученные косвенными методами, отличаются

ся на 300 эВ, это предопределяет насущную необходимость прямого измерения этой разности.

Описанные в настоящей работе первые прямые измерения масс холмия и диспрозия дали возможность скорректировать значение разности масс и открыли путь к последующим более точным измерениям, позволяющим получить значение массы нейтрино с точностью до нескольких эВ и даже меньше.

Целью данной работы является высокоточное измерение абсолютных значений как масс нуклидов, так и их разностей при помощи ловушек Пеннинга для задач нейтринной физики и квантовой электродинамики.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**.

1. Проверить применимость новой методики фазового отображения для измерения масс нуклидов.
2. Проверить возможность измерения масс ^{163}Ho и ^{163}Dy с использованием полученных образцов при помощи ловушек Пеннинга.
3. Измерить разность масс ^{163}Ho и ^{163}Dy с высокой точностью.
4. Измерить с высокой точностью массу ^{48}Ca .

Научная новизна

Впервые были напрямую измерены абсолютные массы ^{163}Ho и ^{163}Dy , а также их разность масс с высокой точностью с использованием нового метода фазового отображения. Была ликвидирована неопределенность и подтверждены недавние значения, полученные при помощи микрокалориметров, что сняло вопрос о систематической ошибке в этих измерениях.

В работе впервые был использован метод фазового отображения для прецизионных измерений масс этих нуклидов, а также нуклида ^{48}Ca .

Практическая значимость диссертационной работы определяется тем, что была показана применимость нового метода фазового отображения для сверхпрецизионных измерений масс нуклидов, который может быть успешно использован на других установках в мире.

Полученные характеристики метода фазового отображения в офлайн-режиме позволяют его с успехом использовать и в онлайн-экспериментах с ионными ловушками, установленными на ускорителях и реакторах. Одной из привлекательных систем может служить ПИТРАП, проект ионной ловушки на реакторе ПИК в ФГБУ «ПИЯФ» НИЦ «Курчатовский институт» (далее ПИЯФ)[4].

Впервые напрямую измеренная разность масс ^{163}Ho и ^{163}Dy сняла неопределенность, возникшую в результате предшествующих непрямых мето-

дов измерений и отраженную в литературе, и открыла дорогу к новым сверхточным измерениям на перспективной установке PENTATRAP в Гейдельберге (Германия) с планируемой точностью порядка одного эВ, позволяющей получить с такой же, или даже лучшей, точностью массу нейтрино.

Достоверность изложенных в работе результатов обеспечивается тем, что часть измерений была продублирована на двух различных ионных ловушках. Кроме того, метод фазового отображения был опробован на двух нуклидах, массы которых были хорошо и достоверно известны.

Апробация работы. Результаты работы были доложены на международных конференциях и рабочих совещаниях:

1. 3rd European Conference on Trapped Ions – ECTI-2014, September 14–19, 2014, Germany;
2. 6th International Conference on Trapped Charged Particles and Fundamental Physics – TCP2014, December 1–5, 2014, Takamatsu, Japan;
3. Seminar at TRIGA-2014, December 8, 2014, Mainz, Germany;
4. II Конференция молодых ученых и специалистов – «КМУС-2015», 11–13 ноября 2015, Гатчина, Россия;
5. European Radioactive Ion Beam Conference 2015, EUROPIB-2015, June 7–10, 2015, Germany.

Результаты работы обсуждались на семинарах в ПИЯФ.

Публикации. По теме диссертации опубликованы 4 работы в журналах, рекомендованных перечнем ВАК РФ.

Основные научные результаты, выносимые на защиту

1. Развитие метода фазового отображения движения ионов в ловушке и проверка его работоспособности в измерениях разностей масс $^{129}\text{Xe}^+ - ^{130}\text{Xe}^+$ и $^{131}\text{Xe}^+ - ^{132}\text{Xe}^+$.
2. Измерение массы ^{48}Ca для определения изотопического сдвига g-фактора и проверки расчетов этого эффекта методами квантовой электродинамики за пределами приближения Фарри.
3. Первое прямое измерение абсолютных масс ^{163}Po и ^{163}Du .
4. Первое прямое измерение разности масс ^{163}Po и ^{163}Du для снятия неопределенности этого значения для последующего определения массы нейтрино.

Личный вклад автора

1. Развитие методических разработок на установке TRIGATRAP, выразившееся в разработке технической документации для введения предварительной времяпролетной масс-сепарации ионов перед загрузкой в ловушку с помощью затвора Бредбери — Нильсена.
2. Предложение и осуществление на практике методики оценки начального магнетронного движения ионов в ловушке без применения позиционно-чувствительного детектора, что сократило временные потери в эксперименте.
3. Подготовка позиционно-чувствительного детектора к измерениям частот методом фазового отображения на установке TRIGATRAP.
4. Экспериментальное опробование метода фазового отображения на установке SHIPTRAP измерениями разностей масс $^{129}\text{Xe} - ^{130}\text{Xe}$ и $^{131}\text{Xe} - ^{132}\text{Xe}$, подтверждение работы метода.
5. Прямое высокоточное измерение массы нуклида ^{48}Ca , обработка результатов эксперимента, определение значения массы этого нуклида.
6. Измерения масс нуклидов ^{163}Ho и ^{163}Dy времяпролетным методом на установке TRIGATRAP как тестовый вариант для последующего измерения методом фазового отображения на SHIPTRAP.
7. Прямое высокоточное измерение масс нуклидов ^{163}Ho и ^{163}Dy , а также их разности масс. Обработка результатов экспериментов и определение абсолютных значений масс и разностей масс этих нуклидов. Разрешение «загадки» разногласий, следующей из различных непрямых методов определения значения разности масс.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность исследования, проведенного в рамках данной диссертационной работы, формулируются цели, ставятся задачи, констатируется научная новизна, актуальность и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена описанию ионных ловушек, даны теоретические основы, на которых базируется «заточение» ионов в ловушке и их движение в ней. Описывается устройство ионных ловушек Поля и Пеннинга.

В ловушках Пеннинга ионы радиально удерживаются сильным магнитным полем, а аксиально — слабым электрическим. Возможно создать удерживающее электрическое поле только квадрупольной конфигурации [1]. В магнитном поле ионы будут двигаться по окружности вокруг оси, параллельной линиям магнитного поля на циклотронной частоте

$$\omega_c = \frac{QB_0}{M}, \quad (1)$$

где Q и M — заряд и масса иона соответственно, а B_0 — напряженность магнитного поля.

Сформировать потенциал гиперболической формы можно либо применив 3 группы профилированных электродов, либо разделив каждую группу цилиндрических электродов на несколько сегментов (рис. 1).

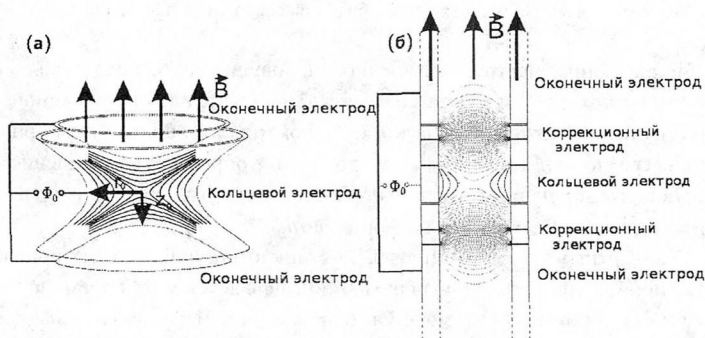


Рис. 1: Схема гиперболической (а) и цилиндрической (б) ловушек Пеннинга

Движение иона в ловушке представляет собой комбинацию 3 движений: быстрого вращения вокруг продольной оси с модифицированной циклотронной частотой ω_+ , медленной прецессии вокруг продольной оси с магнетронной частотой ω_- и аксиальных колебаний с частотой ω_z (рис. 2), причем имеют место соотношения

$$\begin{aligned} \omega_+ + \omega_- &= \omega_c, \\ 2\omega_+\omega_- &= \omega_z^2, \\ \omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2 &= \omega_c^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Эти соотношения частот движения иона в ловушке называются теоремой инвариантности [1]. Они позволяют определить все частоты по их паре.

Вторая глава посвящена описанию методов определения истинной циклотронной частоты движения ионов в ловушке.

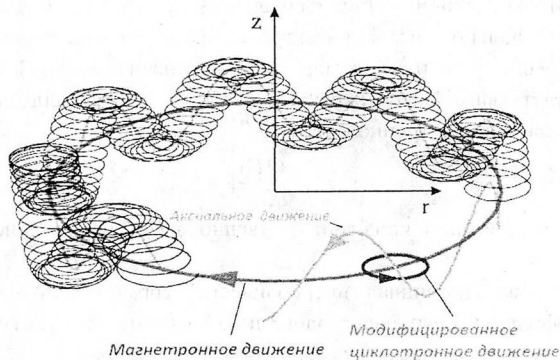


Рис. 2: Примерная траектория движения иона в ловушке

Циклотронная частота захваченного в ловушку иона, представляющая собой сумму частот его движения согласно (2), является также истинной циклотронной частотой движения иона в магнитном поле и обратно пропорциональной его массе по (1). Таким образом, возможно определить отношение массы интересующего нас иона относительно массы опорного, сравнив отношения их истинных циклотронных частот по формуле $m_{atom} = (m_{ref. atom} - m_e) \frac{\omega_{ref}}{\omega} + m_e$.

Стандартным методом определения циклотронной частоты при измерении масс ионов с помощью ловушек Пеннинга является метод времяпролетного ионного циклотронного резонанса. Он основан на измерении зависимости времени пролета ионов при вылете из ловушки до детектора от частоты возбуждения.

Далее дано детальное описание метода фазового отображения. Метод фазового отображения – это новый метод определения частот движения иона в ловушке, позволяющий значительно улучшить точность их измерения. Впервые внедрен на установке SHIPTRAP в GSI в Дармштадте [5].

Метод фазового отображения основан на регистрации углового положения иона после некоторого периода свободного движения, т. е. конечной фазы его радиального движения (рис. 3). Для регистрации не только момента попадания иона на поверхность детектора, но и точного положения, которое соответствует проекции конечной точки радиального движения, используется детектор на основе микроканальной пластины с позиционно-чувствительным анодом.

Как видно из рис. 4, позиционно-чувствительный детектор позволяет легко определить фазу медленного магнетронного движения, но не быстрого циклотронного. К тому же сильно различный характер отображения движений позволяет точно настроить момент полной конверсии магнетронного движения в

модифицированное циклотронное по минимальному размеру изображения пятна.

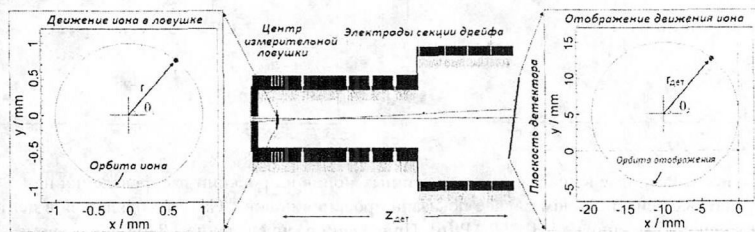


Рис. 3: Схема отображения движения ионов в ловушке на позиционно-чувствительном детекторе

Проекции отображения захваченного пятна, представляющего собой распределение точек, зарегистрированных позиционно-чувствительным детектором за несколько минут, представлены на рис. 5. Эти распределения можно аппроксимировать распределением Гаусса. При этом за погрешность положения берется погрешность аппроксимации центра распределения, а размер пятна характеризуется его шириной.

Если определить положение иона сразу после загрузки и после некоторого времени t движения иона в ловушке, можно определить полную фазу, накопленную ионом при движении за это время. Для определения начальной фазы производится выпуск ионов сразу после возбуждения, а для получения конечной добавляется время накопления фазы t перед открытием ловушки.

Использование метода фазового отображения позволяет улучшить разрешение относительно стандартного метода времяпролетного ионного циклотронного резонанса с применением схемы Рамзи [5] $\frac{(\delta\nu_c)T_{ToF}-ICR}{(\delta\nu_c)PI-ICR} \cong 5$.

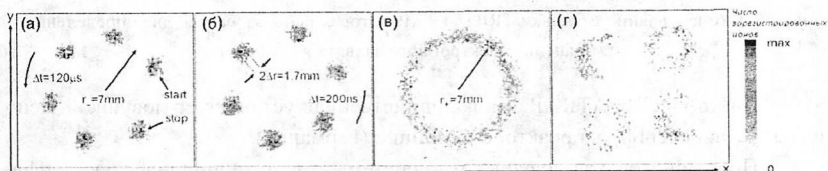


Рис. 4: Распределения ионов на позиционно-чувствительном детекторе при различных фазах движения: а) магнетронного; б) модифицированного циклотронного после его конверсии подачи квадрупольного импульса в магнетронное; в) модифицированного циклотронного; г) совокупности магнетронного и модифицированного циклотронного движений

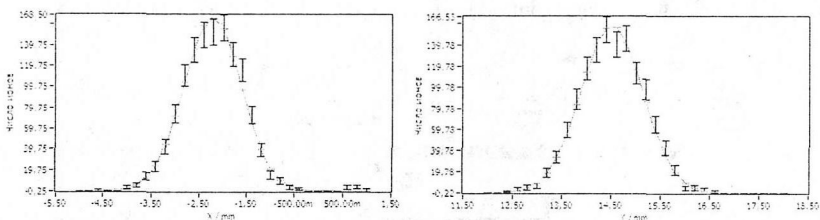


Рис. 5: Распределение зарегистрированных ионов и проекции распределения на координатные оси. В данном случае показана проекция ионов $^{40}\text{Ca}^+$, находящихся в центре ловушки на установке SHIPTRAP [6]. Приведено распределение 1336 ионов, время накопления данных — 5 мин

Также описано влияние различных факторов на частоты движения ионов в ловушке, таких как неоднородность магнитного и негармоничность электрического полей, несоосность электрического и магнитного полей, эллиптичность потенциала, межионное взаимодействие и начальные магнетронное и аксиальное движения. Для сверхточных измерений требуется их учитывать и оптимизировать методику для минимизации их влияния.

Третья глава посвящена описанию установок TRIGATRAP (рис. 6) и SHIPTRAP (рис. 7).

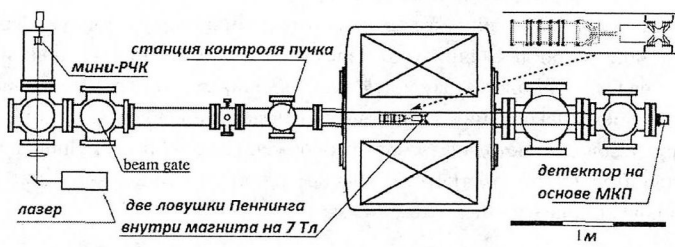


Рис. 6: Схема офлайн-установки TRIGATRAP, которая использовалась для определения Q -значения электронного захвата в ^{163}Ho [7]

Система TRIGATRAP — пока единственная установка с ловушкой Пеннинга, установленная на реакторе в Майнце (Германия).

Подготовительная ловушка этой системы имеет цилиндрическую конфигурацию с внутренним диаметром 32 мм. Она предназначена для высокоточной масс-сепарации ионов и охлаждения их для последующего измерения массы. Между подготовительной и измерительной ловушками расположена диафрагма диаметром 1,5 мм. Измерительная ловушка для обеспечения лучших условий съема сигнала при неразрушающей детекции сделана гиперболической кон-

струкции. Расстояние между центрами оконечных электродов $2z_0 = 11$ мм, а внутренний диаметр кольцевого электрода равен $2\rho_0 = 12,76$ мм [7]. В качестве детектора используется микроканальная пластинка (МКП).

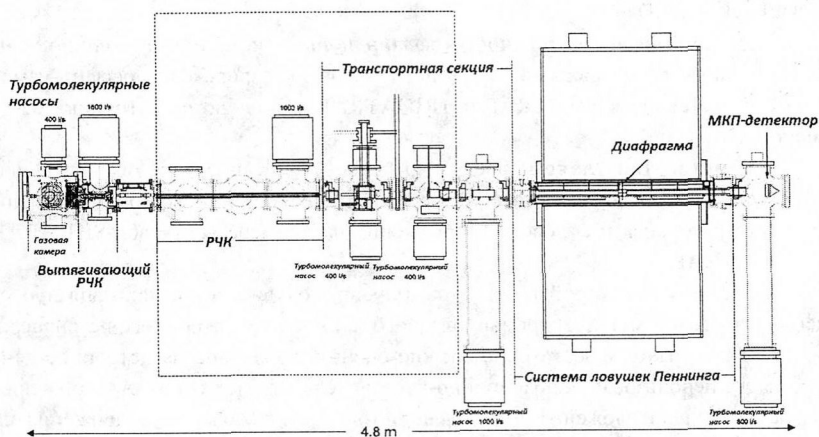


Рис. 7: Схема установки SHIPTRAP [6] в конфигурации для проведения офлайн-экспериментов

Установка SHIPTRAP расположена в GSI—Институте тяжелых ионов в Дармштадте [8]. Ловушка установлена после масс-сепаратора SHIP, ориентированного на работу со сверхтяжелыми ионами за ускорителем UNILAC, однако была использована в режиме офлайн для исследований большого набора стабильных и долгоживущих нуклидов в целях космохронологии и физики нейтрино.

Ионные ловушки расположены в центре сверхпроводящего магнита производства Magnex Scientific. Магнит по конструкции аналогичен примененному в системе TRIGATRAP. Напряженность поля составляет 7 Тл, магнит имеет 2 зоны однородности объемом в несколько кубических сантиметров на расстоянии 100 мм. Внутри магнита смонтирована сборка ловушек. Обе ловушки — цилиндрические ловушки Пеннинга. Их внутренний диаметр равен 32 мм. Между центральным и оконечными электродами расположены две пары корректирующих электродов — внутренние и внешние. Центральный электрод подготовительной ловушки разделен на 8 сегментов. Четыре из них используются для подачи квадрупольного возбуждения для масс-селективного центрирования интересующих ионов. В подготовительную ловушку подается буферный газ для масс-

селективного охлаждения ионов. Между подготовительной и измерительной ловушками расположена диафрагма диаметром 1,5 мм. Измерительная ловушка системы SHIPTRAP, в отличие от системы TRIGATRAP, также цилиндрическая. В качестве детектора используется МКП с позиционно-чувствительным анодом RoentDeck — DLD40.

Далее описаны особенности офлайн ионных источников и ионной оптики. В качестве основных ионных источников для проведения офлайн-измерений на установках SHIPTRAP и TRIGATRAP применяются источники лазерной ионизации.

В четвертой главе приведено детальное описание методик настройки ловушек для проведения измерений методами времяпролетного ионного циклотронного резонанса и фазового отображения на примере установок SHIPTRAP и TRIGATRAP.

Описывается настройка подготовительной ловушки и ловушки для проведения измерений методом времяпролетного ионного циклотронного резонанса.

В этом методе достаточно сложно оценить начальное магнетронное движение без использования позиционно-чувствительного детектора. Автором диссертации был предложен и опробован метод оценки начального движения на основе определения предельного напряжения дипольного возбуждения, при котором еще не происходит отсечка ионов.

Затем описывается настройка ловушки для измерений методом фазового отображения.

После этого детально описывается процесс обработки полученных данных. При расчете отношения частот учитывается возможность дрейфа со временем истинной циклотронной частоты.

Для компенсации этого эффекта измерения опорного иона производятся до и после определения циклотронной частоты интересующего иона, и далее измерения чередуются. Таким образом, до и после каждого измерения истинной циклотронной частоты изучаемого иона проводятся измерения с опорным.

Наиболее простым способом является линейная интерполяция по циклотронной частоте опорного иона ко времени середины измерения изучаемого иона. Затем для полученных значений отношений истинных циклотронных частот находится среднее взвешенное, а также внешняя и внутренняя погрешности.

На установке SHIPTRAP меньшее время измерений позволяет получать значение отношения частот уже через 15 мин измерений, а не 3 ч, как в случае TRIGATRAP.

В пятой главе приведено описание результатов измерений.

Раздел 5.1 посвящен измерению разностей масс ионов $^{129}\text{Xe}^+ - ^{130}\text{Xe}^+$ и $^{131}\text{Xe}^+ - ^{132}\text{Xe}^+$.

Для проверки новой методики измерения на основе фазового отображения необходимо было провести тщательные измерения масс нуклидов с хорошо известными значениями. Так как это были первые измерения по методу фазового отображения, то процесс был несколько упрощен: активное подавление начального магнетронного движения после загрузки иона в ловушку не применялось. Также не применялась термостабилизация быстропереключаемых двухуровневых источников напряжения.

Истинная циклотронная частота для каждого иона определялась напрямую через угол между положениями магнетронной и циклотронной фаз (рис. 8). При определении углового положения изображений конечных точек магнетронной и циклотронной фаз движения производилось накопление данных в течение 5 мин. За это время в обоих пятнах в сумме было накоплено порядка 800 ионов.

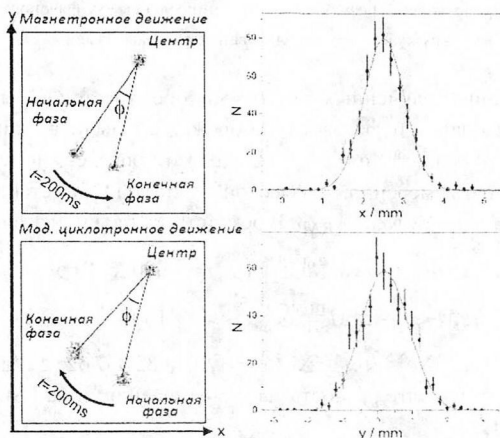


Рис. 8: Изображения магнетронной и циклотронной фаз движения $^{130}\text{Xe}^+$ в ловушке [6]. Проекция распределений попаданий ионов на детектор по оси X и Y соответственно для фазы модифицированного циклотронного движения, аппроксимированные гауссианами (справа)

Для расчета отношения частот $R = \frac{\nu_c(^{129}\text{Xe}^+)}{\nu_c(^{130}\text{Xe}^+)}$ частоты $\nu_c(^{129}\text{Xe}^+)(t_1)$ и $\nu_c(^{130}\text{Xe}^+)(t_2)$ линейно интерполировались к моменту измерения t_2 . Рассчитанные значения отношений $R = \nu_c(^{129}\text{Xe}^+)/\nu_c(^{130}\text{Xe}^+)$ показаны на рис. 9.

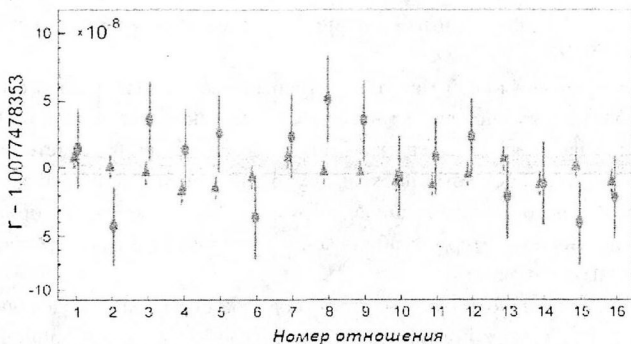


Рис. 9: Отношения истинных циклотронных частот и средние значения в диапазоне их погрешностей, показанные заштрихованными областями для $^{129}\text{Xe}^+ - ^{130}\text{Xe}^+$ [2], полученные в процессе проверки применимости методики фазового отображения при подготовке к измерениям разности масс ^{187}Re и ^{187}Os для космохронологии [3]. Треугольниками представлены результаты измерений по методу фазового отображения, а кружками – с использованием схемы Рамзи

На основании полученных данных для обоих методов регистрации (временнo-пролетного резонанса и фазового отображения) были рассчитаны разности масс $\Delta M_{\text{SHIPTRAP}} = M(^{130}\text{Xe}^+) - M(^{129}\text{Xe}^+)$ и проведено их сравнение с разностью масс ионов, измеренной с высокой точностью на установке FSU (Флорида, США): $\Delta M_{\text{FSU}} - \Delta M_{\text{SHIPTRAP}}$. В результате получились значения

$$\Delta M_{\text{FSU}} - \Delta M_{\text{SHIPTRAP}}^{\text{ToF-ICR}} = -690 (880) \text{ эВ},$$

$$\Delta M_{\text{FSU}} - \Delta M_{\text{SHIPTRAP}}^{\text{PI-ICR}} = 180 (240) \text{ эВ}$$

[2], а также $R = \nu_c(^{131}\text{Xe}^+)/\nu_c(^{132}\text{Xe}^+) = 1,007\,632\,057\,62 (24)$ для другой пары ксенонов [3], и в результате разность масс с измерениями на FSU для этой пары равна

$$\Delta M_{\text{FSU}} - \Delta M_{\text{SHIPTRAP}}^{\text{PI-ICR}} = 7 (32) \text{ эВ}.$$

Таким образом, показано, что метод фазового отображения работает, и высокоточные измерения масс возможны при большем наборе статистики, чем это было сделано с нуклидами ксенона. Также удалось показать четырехкратное увеличение точности при переходе от временнo-пролетного метода определения циклотронной частоты по схеме Рамзи к методу фазового отображения при одинаковых условиях (рис. 9).

В разделе 5.2 приведены результаты измерения массы ^{48}Ca для задач квантовой электродинамики.

Точные расчеты изотопического сдвига g -фактора связанного в атоме электрона в сильном электрическом поле с использованием аппарата квантовой электродинамики с уточнениями вне картины Фарри были проведены на кафедре квантовой механики Санкт-Петербургского государственного университета [9]. Точные измерения изотопического сдвига были сделаны в Майнцском университете им. Иоганна Гутенберга с использованием данных измерения массы ^{48}Ca , выполненных автором диссертации [2].

Для определения циклотронных частот применялся метод фазового отображения. В качестве опорного источника использовался углеродный кластер $^{12}\text{C}_4^+$. Ионы получались при помощи ионизации образца лазером Nd:YAG.

К остановленным в центре ловушки ионам применялось возбуждение для измерения по методу фазового отображения. Производилось возбуждение на модифицированной циклотронной частоте для вывода ионов на орбиту радиуса около 0,5 мм, а затем конверсия их движения импульсом на истинной циклотронной частоте в магнетронное движение либо через 100 периодов, либо через 220 000, что дает время накопления фазы 0,1 с. Ионы освобождались из ловушки, и их положение фиксировалось на позиционно-чувствительном детекторе.

Набор данных производился по 5 мин для каждого нуклида по очереди, затем изменялось положение мишени, корректировалась мощность лазера для соответствующей части мишени, продолжался набор. Для определения значения массы весь массив данных был разделен на 45 промежутков длительностью около одного часа. Каждый пятиминутный интервал был также разделен на 10 периодов по 30 с.

Затем в рамках каждого часового интервала частоты для опорного иона C_4^+ были аппроксимированы полиномом пятой степени $P_2(t)$, в то время как частоты для $^{48}\text{Ca}^+$ – в виде $P_1(t) = R_{hour} \times P_2(t)$. Таким образом, был более точно учтен дрейф циклотронной частоты, связанный с дрейфом магнитного поля и некоторого ухода потенциалов ловушки во времени.

Данные значения отношений частот R_{hour} с учетом погрешностей (рис. 10) были усреднены, и получено окончательное значение отношения частоты движения иона $^{48}\text{Ca}^+$ к частоте C_4^+ $R = 1,000\,990\,101\,75(35_{stat})(17_{sys}) \rightarrow \delta R/R = 0,39 \cdot 10^{-9}$ и с учетом $m(^{48}\text{Ca}^{1+}) = m(\text{C}_4^+)/R$, массы электрона и его энергии связи в атоме значение массы $^{48}\text{Ca}^+$ получилось равным [2]

$$m(^{48}\text{Ca}^{17+}) = 47,943\,204\,044(19)u \rightarrow \delta m/m = 0,40 \cdot 10^{-9}.$$

Полученное точное значение массы ^{48}Ca позволило определить изотопический сдвиг g -факторов связанного электрона, подверженного действию сильного электрического поля в литиевоподобных ионах ^{40}Ca и ^{48}Ca . При известной $m(^{40}\text{Ca}^{17+}) = 39,953\,272\,233(22)u \rightarrow \delta m/m = 0,60 \cdot 10^{-9}$, а также

$$g_{meas}(^{40}\text{Ca}^{17+}) = 1,999\,202\,040\,55 (10_{stat})(12_{syst})(110_{m_{ion}}) \rightarrow \delta g/g = 5,6 \cdot 10^{-10},$$

$$g_{meas}(^{48}\text{Ca}^{17+}) = 1,999\,202\,028\,85 (12_{stat})(13_{syst})(80_{m_{ion}}) \rightarrow \delta g/g = 4,1 \cdot 10^{-10}$$

[2] получаются значения изотопического сдвига

$$\Delta g_{meas} = g_{meas}(^{40}\text{Ca}^{17+}) - g_{meas}(^{48}\text{Ca}^{17+}) = 11,70 (1,40) \cdot 10^{-9},$$

$$\Delta g_{theo} = g_{theo}(^{40}\text{Ca}^{17+}) - g_{theo}(^{48}\text{Ca}^{17+}) = 10,305 (0,027) \cdot 10^{-9}.$$

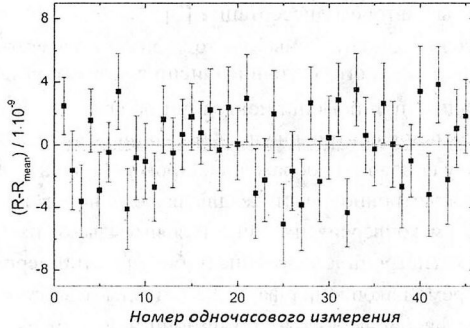


Рис. 10: Отклонение от среднего отношения циклотронных частот $^{48}\text{Ca}^+$ и $^{12}\text{C}^+$, усредненных за каждый час измерения [2]

Полученное значение массы ^{48}Ca хорошо согласуется с предыдущими прямыми измерениями, но является на данный момент наиболее точным. Полученные значения изотопического сдвига в пределах погрешности совпадают с рассчитанными, что подтверждает правильность расчетов по имеющимся методикам за пределами картины Фарри. Результаты измерений иллюстрируют также возможности измерения масс легких ядер при помощи методики фазового отображения с точностью до нескольких десятков эВ [2].

Раздел 5.3 посвящен определению Q -значения электронного захвата в ^{163}Ho .

В литературе отмечается большой разбой в значениях Q -величины (рис. 11), который совершенно неприемлем, т. к. может привести к существенно различающимся массам нейтрино. Были проведены измерения Q -величины и абсолютной массы для ^{163}Ho на установке TRIGATRAP [10] (см. раздел диссертации 5.3.2).

Использовался метод лазерной нерезонансной ионизации. В качестве мишени применялись диски из сиградура. На поверхности было нанесено по одной капле нитрида холмия и диспрозия. В каждой капле было порядка $3 \cdot 10^{16}$ атомов. Мишень облучалась лазером с энергией в импульсе в данном эксперименте от 0,05 до 0,5 мДж.

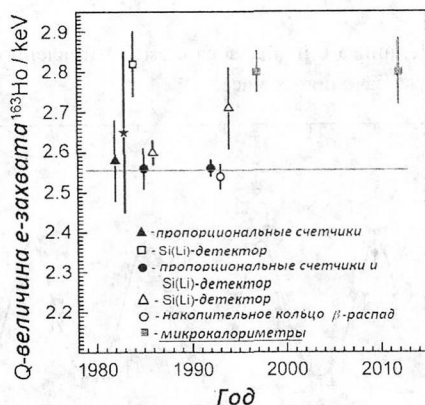


Рис. 11: Q -значения электронного захвата в ^{163}Ho , полученные в различных экспериментах, и рекомендованное значение [11], отмеченное горизонтальной линией с коридором ошибок

Измерения проводились по методу времяпролетного ионного циклотронного резонанса с использованием схемы возбуждения Рамзи. Данные накапливались в течение 20 периодов измерения частоты конверсии. Полученная зависимость для одного из измерений в течение 20 циклов показана на рис. 12. В среднем ошибка определения истинной циклотронной частоты составила 10 мГц.

При проведении измерений в течение первых нескольких дней проводились измерения частот для $^{163}\text{Ho}^{16}\text{O}$ и $^{163}\text{Dy}^{16}\text{O}$. После этого производились измерения ионов углеродного кластера $^{12}\text{C}_{15}^{+}$ для получения абсолютной массы.

Полученные данные были обработаны, и вычислены средние значения по 32 измерениям отношений частот для определения абсолютных масс холмия и диспрозия и 41 измерением при определении их разности масс.

Таблица: Результаты измерения масс ^{163}Ho и ^{163}Dy на установке TRIGATRAP [10]

Измеряемый	Опорный	Полученное значение	Литературное значение**
$^{163}\text{Ho}^{16}\text{O}^{+}$	$^{12}\text{C}_{15}^{+}$	$ME^{*}(^{163}\text{Ho}) = -66\,379,3(9) \text{ кэВ}$	$-66\,377,3(1,9) \text{ кэВ}$
$^{163}\text{Dy}^{16}\text{O}^{+}$	$^{12}\text{C}_{15}^{+}$	$ME^{*}(^{163}\text{Dy}) = -66\,381,7(8) \text{ кэВ}$	$-66\,379,9(1,9) \text{ кэВ}$
$^{163}\text{Ho}^{16}\text{O}^{+}$	$^{163}\text{Dy}^{16}\text{O}^{+}$	$Q_{\text{EC}} = 2,5(7) \text{ кэВ}$	$2\,555(16) \text{ эВ}$

* ME означает избыток массы.

** Литературные данные взяты из [11].

Окончательные значения приведены в таблице. Таким образом, удалось проверить возможность прямого измерения разности масс ^{163}Ho и ^{163}Dy при

помощи ловушки Пеннинга с использованием изготовленного источника ^{163}Ho и несколько уточнить значения их масс.

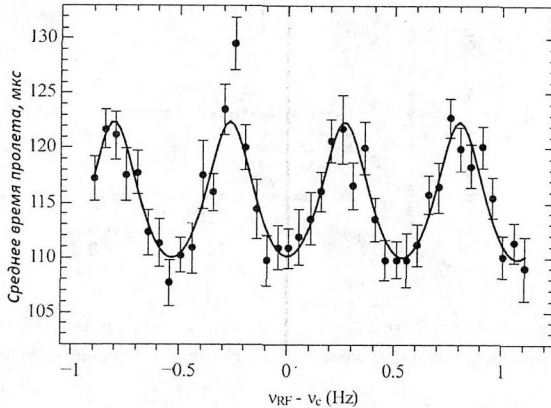


Рис. 12: Времяпролетный резонанс для оксида холмия [10]. Применено возбуждение по временной схеме Рамзи с длительностью импульсов по 0,2 с и паузой 1,6 с между ними. Полученное значение истинной циклотронной частоты $\nu_c = 600\,699,982$ (6) Гц. Данный резонанс построен после набора 564 ионов. При использовании схемы Рамзи происходит усиление боковых минимумов, что улучшает точность аппроксимации, но требуется дополнительное определение истинного положения резонанса при помощи обычного метода непрерывного возбуждения

В разделе 5.3.3 приведено описание точного измерения Q -величины для ^{163}Ho с помощью методики фазового отображения на установке SHIPTRAP.

Для более точного определения разности масс были проведены прямые измерения разности масс на установке SHIPTRAP с использованием нового метода фазового отображения [12]. Для получения ионов холмия использовался тот же самый препарат, что и для измерений на TRIGATRAP.

Ионы получались при помощи нерезонансной лазерной ионизации при облучении мишеней, состоящих из капель раствора холмия или природного диспрозия в азотной кислоте, но высушенных не на углеродной подложке, а на титановой фольге.

Измерения проводились по методике фазового отображения, при этом измерялся угол между пятнами, соответствующими модифицированному циклотронному и магнетронному движению. За счет активного демпфирования удалось достичь радиуса начального магнетронного движения не более 0,01 мм и не

более 0,4 мм амплитуды аксиального движения. Время накопления фазы было выбрано равным 600 мс.

Измерения частоты разделялись на блоки по 5 ч. Всего было получено 34 пятичасовых блока. Значения частот для ^{163}Ho и ^{163}Dy $\nu_{c\ ^{163}\text{Ho}}$ и $\nu_{c\ ^{163}\text{Dy}}$ в зависимости от времени были аппроксимированы полиномами $P_{^{163}\text{Ho}}(t)$ и $P_{^{163}\text{Dy}}(t)$. Затем значения отношений частот $R_{5\ \text{hour}}$, полученные в каждом из 34 пятичасовых блоках измерений, были усреднены (рис. 13). Разница между внешней и внутренней погрешностью составила не более 10 %.

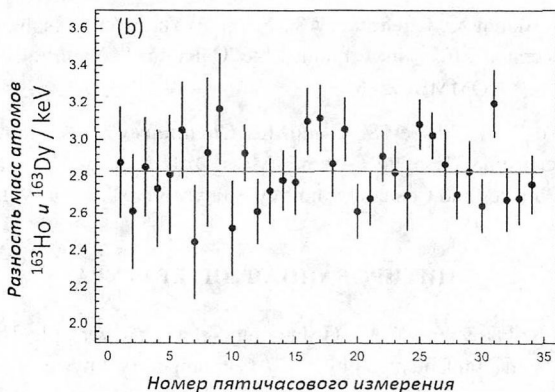


Рис. 13: Значения отношений истинных циклотронных частот для ^{163}Ho и ^{163}Dy , полученные при обработке данных в 34 пятичасовых блоках, и их среднее значение [10]

В результате среднее взвешенное значение отношения частот получилось равным $R = 1,000\,000\,018\,67 (20_{stat}) (10_{syst})$. Значение разности масс ^{163}Ho и ^{163}Dy получилось равным $\Delta M = 2\,833 (30_{stat}) (15_{syst})$ эВ/ c^2 [10]. Полученный результат разности масс для холмия и диспрозия, с одной стороны, отличается на уровне восьми сигма от предыдущего принятого значения, равного 2,555 эВ [11], но, с другой стороны, хорошо совпадает со значениями Q -величины, полученными при последних микрокалориметрических измерениях: $Q = 2\,800 (50)$ эВ [13] и $Q = 2\,800 (80)$ эВ [14].

Таким образом, произведенные на установке SHIPTRAP прямые измерения при помощи новой методики фазового отображения позволили снять существовавшее разногласие в значениях разности масс ^{163}Ho и ^{163}Dy , полученных до настоящего времени только непрямыми методами.

В заключении приведены основные результаты работы, положения, выносимые на защиту, свидетельствующие о научной новизне и актуальности исследования.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Schneider F., Nagy Sz., ..., **Chenmarev S.**, Novikov Yu. N. et al. Preparatory Studies for a High-Precision Penning-Trap Measurement of the ^{163}Ho Electron Capture Q -Value // *European Phys. J.* 2015. Vol. 51. P. 89.
2. Eliseev S., Blaum K., Block M., **Chenmarev S.** et al. Direct Measurement of the Mass Difference of ^{163}Ho and ^{163}Dy Solves the Q -Value Puzzle for the Neutrino Mass Determination // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol. 115. P. 062501.
3. Köhler F., Blaum K., **Chenmarev S.**, Novikov Yu. N. et al. Isotope Dependence of the Zeeman Effect in Lithium-Like Calcium // *Nature Commun.* 2016. doi:10.1038/NCOMMS10246.
4. Nesterenko D. A., Eliseev S., Blaum K., **Chenmarev S.**, Novikov Yu. N. et al. Direct Determination of the Atomic Mass Difference of ^{187}Re and ^{187}Os for Neutrino Physics and Cosmochronology // *Phys. Rev. C.* 2014. Vol. 90. P. 42501.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Blaum K., Novikov Yu., Werth G. Penning Traps as a Versatile Tool for Precise Experiments in Fundamental Physics // *Contemporary Physics.* 2010. Vol. 51. P. 149–175.
2. Köhler F., Blaum K., Chenmarev S. et al. Isotope Dependence of the Zeeman Effect in Lithium-Like Calcium // *Nature Commun.* 2016. doi:10.1038/NCOMMS10246.
3. Nesterenko D., Eliseev S., Blaum K. et al. Direct Determination of the Atomic Mass Difference of ^{187}Re and ^{187}Os for Neutrino Physics and Cosmochronology // *Phys. Rev. C.* 2014. Vol. 90. P. 042501.
4. Гусев Ю. И., Елисеев С. А., Новиков Ю. Н., Ченмарев Р. В. и др. Ионные ловушки Пеннинга для высокоточных измерений массы нейтроноизбыточных ядер на реакторе ПИК // *Атомная энергия.* 2015. Т. 118. С. 334–340.
5. Eliseev S., Blaum K., Nesterenko D. et al. A Phase-Imaging Technique for Cyclotron-Frequency Measurements // *Appl. Phys. B.* 2014. Vol. 114. P. 107–128.
6. Eliseev S., Blaum K., Nesterenko D. A., Novikov Yu. N. et al. Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance Measurement for Short-Lived Nuclides // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 110. P. 69–95.

7. Ketelaer J. The Construction of TRIGA-TRAP and Direct High-Precision Penning Trap Mass Measurements on Rare-Earth Elements and Americium. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2010. 152 p.
8. Block M., Blaum K., Eliseev S., Novikov Y. N. et al. Direct Mass Measurements Above Uranium Bridge the Gap to the Island of Stability // *Nature*. 2010. Vol. 463. P. 785–788.
9. Volotka A. V., Glazov D. A., Shabaev V. M. et al. Many-Electron QED Corrections to the g -Factor of Lithiumlike Ions // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112.
10. Schneider F., Blaum K., Chenmarev S., Nagy Sz. et al. Preparatory Studies for a High-Precision Penning-Trap Measurement of the ^{163}Ho Electron Capture Q -Value // *EPJ*. 2015. Vol. 51. P. 89.
11. Wang M., Audi G., Wapstra A. H. et al. The Ame2012 Atomic Mass Evaluation // *Chinese Physics C*. 2012. Vol. 36. P. 1603–2014.
12. Eliseev S., Blaum K., Block M., Chenmarev S. et al. Direct Measurement of the Mass Difference of ^{163}Ho and ^{163}Dy Solves the Q -Value Puzzle for the Neutrino Mass Determination // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol. 115. P. 062501.
13. Gatti F., Meunier P., Salvo C. et al. Calorimetric Measurement of the ^{163}Ho Spectrum by Means of a Cryogenic Detector // *Physics Letters B*. 1997. Vol. 398. P. 415–419.
14. Ranitzsch P. C.-O., Hassel C., Gastaldo L. et al. First Calorimetric Measurement of OI-line in the Electron Capture Spectrum of ^{163}Ho . arXiv:1409.0071.

Отпечатано в типографии ФГБУ «ПИАФ» НИЦ «Курчатовский институт»

188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща
Зак. 49, тир. 100, уч.-изд. л. 1; 27.01.2016 г.